

УДК 535.16:534.341

ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В ГИРОТРОПНЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, В.В. Свиридова, А.Н. Сердюков***Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь***THERMOOPTICAL SOUND GENERATION BY BESSEL LIGHT BEAMS IN GYROTROPIC LOW-DIMENSIONAL STRUCTURES****G.S. Mityurich, E.V. Chernenok, V.V. Sviridova, A.N. Serdyukov***F. Scorina Gomel State University, Gomel, Belarus*

Исследована термооптическая генерация звука бesselевыми световыми пучками (БСП) в естественно-гиротропных двухслойных сверхрешетках для случая регистрации результирующего сигнала методом газо-микрофонной ячейки. Установлено, что скорость диссипации энергии ТЕ-моды БСП существенно зависит от радиальной координаты ρ , диссипативных параметров сверхрешетки ε_1'' , ε_2'' , относительной толщины образца $x = d_1/D$, а также угла конусности БСП α . Показано, что изменение амплитуды фотоакустического сигнала в гиротропных сверхрешетках достигается путем формирования ТЕ- и ТН-мод БСП за счет использования аксиконов с регулируемым углом конусности.

Ключевые слова: фотоакустический эффект, гиротропная сверхрешетка, бesselевые световые пучки, скорость диссипации энергии, амплитуда фотоакустического сигнала, функция Бесселя, уравнение теплопроводности.

Thermooptical sound generation by Bessel light beam (BLB) in the naturally-gyrotropic two-layer superlattices for the case of registration of the resulting signal by gas-microphone cell method is investigated. It was found that the rate of energy dissipation of the TE-mode BLB essentially depends on the radial coordinate ρ , dissipative parameters of the superlattice ε_1'' , ε_2'' , the relative thickness of the sample $x = d_1/D$, as well as BLB taper angle α . It is shown that the change in the amplitude of the photoacoustic signal in gyrotropic superlattices is achieved through the formation TE- and TH-modes BLB by using axicon with an adjustable cone angle.

Keywords: photoacoustic effect, gyrotropic superlattice, Bessel light beam, energy dissipation rate, amplitude of the photoacoustic signal, Bessel function, heat equation.

Введение

Создание новых материалов в области наноэлектроники является одной из актуальных задач в физике низкоразмерных структур [1]–[3]. Важным достоинством наноструктур является возможность изменением геометрических размеров и конфигурации нанообъектов влиять на свойства создаваемых наноматериалов. В этой связи изучение структуры слоистых и пространственно-периодических низкоразмерных сред, таких, например, как сверхрешетки, привлекает внимание многих исследователей [4]–[8]. Существующие и вновь создаваемые искусственные материалы и структуры могут обладать необычными физическими свойствами, что связано с проявлением, например, резонансных квантовых явлений, интерференцией электронных состояний в сверхтонких полупроводниковых гетероструктурах и т. д. К тому же, в естественно-гиротропных и магнитоактивных сверхрешетках существует возможность управления их свойствами при воздействии внешних электрических и магнитных полей [9]–[11]. Поэтому ясное понимание закономерностей физических процессов формирования низкоразмерных структур требует разработки методов неразрушающей диагностики

таких сред. К одним из достаточно эффективных методов относится метод лазерной фотоакустической спектроскопии [12], [13], основанный на явлении термооптического возбуждения звука в исследуемом образце.

1 Скорость диссипации энергии бesselевых световых пучков

Рассмотрим фотоакустическое преобразование бesselевых световых пучков (БСП) в поглощающих сверхрешетках, обладающих эффектами пространственной дисперсии (гиротропия, дихроизм) [14]. Использование в качестве возбуждающего звук излучения различных поляризационных мод квазибездифракционных световых пучков обусловлено наличием у них уникальных свойств [15]–[18]. Таких, например, как бездифракционность пучка при его распространении в пространстве. Дифракция в действительности имеет место, но распределенный по длине фокального отрезка боковой подвод энергии излучения компенсирует расходимость [17].

Пусть ТЕ-мода БСП, амплитудно-модулированная на частоте Ω , нормально падает к границе слоев, образующих естественно гиротропную сверхрешетку, помещенную в фотоакустическую

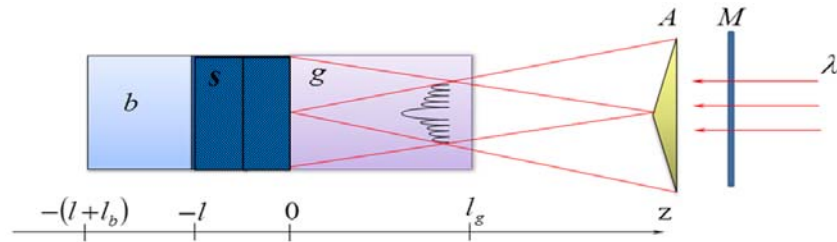


Рисунок 1.1 – Схема газо-микрофонной регистрации фотоакустического сигнала:
 M – модулятор, A – аксикон, s – исследуемая гиротропная двухслойная сверхрешетка,
 g – газ, b – подложка

ячейку (рисунок 1.1). Предполагается, что для сверхрешетки выполняется длинноволновое приближение $D = d_1 + d_2 \ll \lambda$, где D – период сверхрешетки, d_1, d_2 – толщины слоев, λ – длина волны.

Сверхрешетка, состоящая из слоев поглощающих гиротропных кубических кристаллов, характеризуется одноосными комплексными тензорами диэлектрической проницаемости ε_e и оптической активности γ_e [9], [10]

$$\begin{aligned} (\varepsilon_e)_{11} &= (\varepsilon_e)_{22} = x\varepsilon_1 + (1-x)\varepsilon_2, \\ (\gamma_e)_{11} &= (\gamma_e)_{22} = x\gamma_1 + (1-x)\gamma_2, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $x = d_1/D$, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon'_{1,2} + i\varepsilon''_{1,2}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость, $\gamma_{1,2} = \gamma'_{1,2} + i\gamma''_{1,2}$ – комплексный параметр оптической активности, где реальная часть γ $\text{Re } \gamma = \gamma'$ отвечает за удельное вращение плоскости поляризации, а мнимая $\text{Im } \gamma = \gamma''$ связана с циркулярным дихроизмом.

Основываясь на материальных уравнениях для гиротропной среды [14]

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon \vec{E} + i\gamma \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} - i\gamma \vec{E}, \quad \mu = 1, \end{aligned} \quad (1.2)$$

а также на уравнениях Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= [\nabla \vec{E}] = i k_0 \vec{B}, \\ \text{rot } \vec{B} &= [\nabla \vec{B}] = -i k_0 \vec{D}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

получим в цилиндрической системе координат выражение для скорости диссипации энергии ТЕ-моды БСП, аналогично [18]

$$\begin{aligned} Q^{TE} &= \frac{\omega I_0 |\varepsilon_1 x + (1-x)\varepsilon_2| (\varepsilon_1'' x + (1-x)\varepsilon_2'')}{2\pi} \times \\ &\times \left[\left(\frac{m}{q\rho} \right)^2 J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) + \right. \\ &+ \frac{2m k_z' (\gamma_1'' x + (1-x)\gamma_2'')}{\rho k_0^2 (\varepsilon_1 x + (1-x)\varepsilon_2)^{3/2} \sin^3 \alpha} \times \\ &\left. \times J_m(q\rho) J_m'(q\rho) \right] \cdot e^{-2k_z'' z}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где

$$\begin{aligned} k_z &= k_0 \sqrt{\langle \varepsilon \rangle} \cos \alpha, \quad k_0 = \omega / c, \\ \langle \varepsilon \rangle &= \varepsilon_1 x + \varepsilon_2 (1-x), \\ q &= k_0 \sqrt{\langle \varepsilon \rangle} \sin \alpha, \\ k_0' &= k_0 \cos \alpha = \frac{\omega}{c} \cos \alpha, \end{aligned}$$

α – параметр конусности БСП, равный половине угла при вершине конуса волновых векторов, определяющий спектр пространственных частот пучка, I_0 – интенсивность света, $J_m(q\rho)$ – функции Бесселя первого рода m -го порядка, $J_m'(q\rho) = \frac{\partial}{\partial \rho} J_m(q\rho)$ – производная по радиальной координате от функции Бесселя.

Выражение для скорости диссипации ТН-моды БСП получается аналогично, но ввиду громоздкости, не приводится.

Анализ соотношения (1.4) показывает, что скорость диссипации энергии ТЕ-моды БСП сильно осциллирует в зависимости от значения радиальной координаты (рисунок 1.2), а максимумы осцилляций нулевой и первой моды находятся в противофазе.

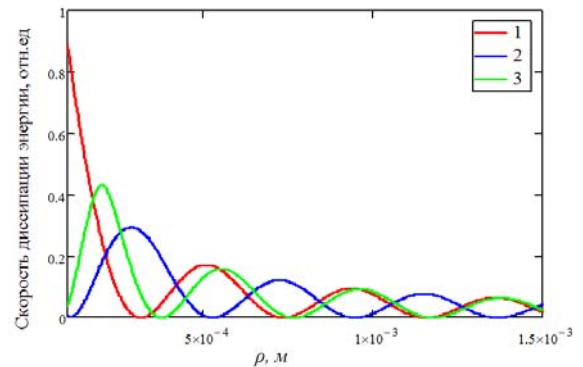


Рисунок 1.2 – Зависимость скорости диссипации энергии Q^{TE} ТЕ-моды БСП от радиальной координаты для разных мод ($1-m=0$, $2-m=1$, $3-m=2$)

На графике зависимость диссипации энергии Q^{TE} от угла конусности БСП (рисунок 1.3)

осцилляции синхронны и с увеличением мнимой части диэлектрической проницаемости ε_1'' первого слоя сверхрешетки амплитуда осцилляций возрастает.

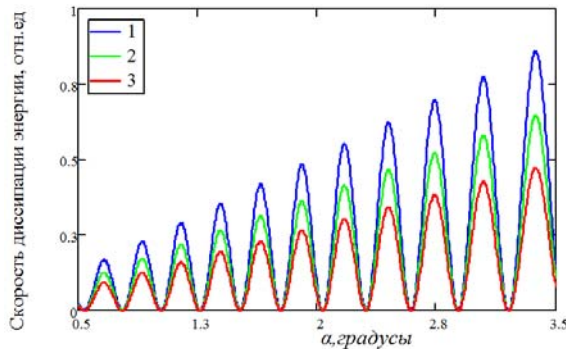


Рисунок 1.3 – Зависимость скорости диссипации энергии TE-моды БСП от угла конусности ($1 - \varepsilon_1'' = 1 \cdot 10^{-2}$, $2 - \varepsilon_1'' = 0,5 \cdot 10^{-2}$, $3 - \varepsilon_1'' = 1 \cdot 10^{-3}$)

Существенное влияние угла конусности на величину скорости диссипации энергии дает практическую возможность влиять на распределение тепловых полей в исследуемом образце. Как будет показано ниже, формирование фотоакустического сигнала определяется соотношением длин термической диффузии $\mu_s = a_s^{-1}$ ($a_s^{-1} = \sqrt{\Omega / 2\beta_s}$ – коэффициент термодиффузии, β_s – коэффициент температуропроводности), оптического поглощения μ_a и периода сверхрешетки $D = d_1 + d_2$. При этом важным является распределение температурного поля на границе гиротропная сверхрешетка-детекторный газ в фотоакустической ячейке.

Оптические схемы с перестраиваемым углом конусности БСП и изменением их пространственной структуры были предложены ранее в работах [19]–[23]. Сегодняшние направления исследований связаны с созданием быстродействующих перестраиваемых устройств, реализующих зависимость пространственного распределения интенсивности светового поля от угла конусности бесселевых пучков [24], [25].

Как следует из рисунка 1.4, функциональная зависимость $Q^{TE} = f(\varepsilon_1'')$ является прямо пропорциональной, причем угол наклона прямой к оси абсцисс определяется параметром $x = d_1/D$, задающим соотношение толщин компонент сверхрешетки. Точка пересечения кривых для разных x определяет то значение мнимой части для электрической проницаемости, отвечающей за поглощение в первом слое образца, при котором диссипация энергии TE-моды для трех различных образцов совпадает. Данное обстоятельство необходимо иметь в виду при разработке методов контроля над геометрическими параметрами сверхрешетки в процессе ее изготовления.

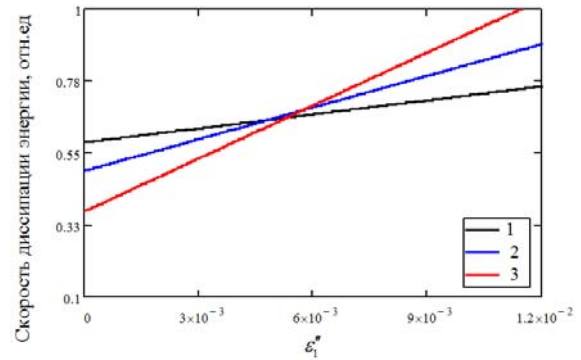


Рисунок 1.4 – Зависимость скорости диссипации энергии Q^{TE} TE-моды БСП от ε_1''

2 Амплитуда фотоакустического сигнала

Расчет амплитуды фотоакустического сигнала выполним для случая регистрации отклика газомикрофонным методом (рисунок 1.1). Решения системы уравнений теплопроводности с учетом выражения для скорости диссипации энергии (1.4) будет иметь следующий вид

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_j} \frac{\partial T}{\partial t} = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq l_g; \\ -\frac{Q^{TE}}{2k_s} (1 + e^{i\Omega t}), & -l \leq z \leq 0; \\ 0, & -l - l_b \leq z \leq -l; \end{cases}$$

$$\Theta^{TE} = \frac{(L - G)(b - 1)e^{\sigma_s l} - (L + G)(b + 1)e^{-\sigma_s l} + 2H}{(b + 1)(g + 1)e^{\sigma_s l} - (b - 1)(g - 1)e^{-\sigma_s l}},$$

где Θ^{TE} – комплексная температура на границе гиротропная сверхрешетка-детекторный газ,

$$L \pm G = h_0(r_0 \pm 1),$$

$$r_0 = (1 - i)\alpha_0 / 2\alpha_s,$$

$$H = 2h_0(b - r_0)e^{-\alpha_0 l},$$

$$h_0 = \frac{A}{\alpha_0^2 - \sigma_s^2},$$

$$\sigma_s = (1 + i)\alpha_s,$$

$$\alpha_s = \sqrt{\Omega / 2\beta_s},$$

$$\alpha_0 = 2[x\varepsilon_1'' + (1 - x)\varepsilon_2''],$$

$$A_0 = \frac{\omega I_0}{2\pi} |\langle \varepsilon \rangle| \text{Im} \langle \varepsilon \rangle \times$$

$$\times \left[\left(\frac{m}{\rho k_0 \sqrt{\langle \varepsilon \rangle} \sin \alpha} \right)^2 J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) + \frac{2mk_z' \text{Im} \langle \gamma \rangle}{\rho k_0^2 \langle \varepsilon \rangle^{3/2} \sin^3 \alpha} J_m(q\rho) J_m'(q\rho) \right],$$

$$\langle \gamma \rangle = \gamma_1 x + (1 - x)\gamma_2,$$

остальные обозначения стандартные и соответствуют принятым в работе [13].

Анализ зависимости амплитуды фотоакустического сигнала как функции радиальной координаты ρ (рисунок 2.1) для разных относительных толщин сверхрешеток x показывает, что величина сигнала синфазно осциллирует, спадая по экспоненте с возрастанием ρ . Соотношения толщин компонент исследуемых образцов сказываются только на глубине модуляции сигнала, определяемой значениями функций Бесселя.

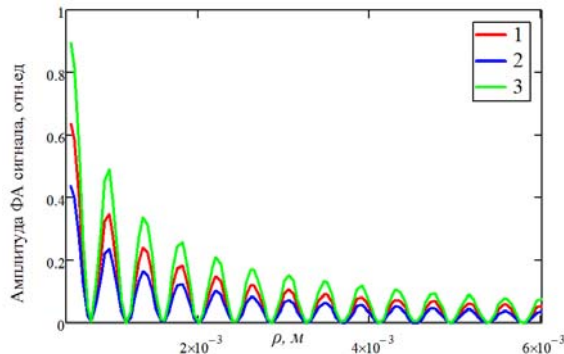


Рисунок 2.1 – Зависимость ФА сигнала от радиальной координаты для разных относительных толщин x ($1 - x = 0,2$, $2 - x = 0,4$, $3 - x = 0,6$)

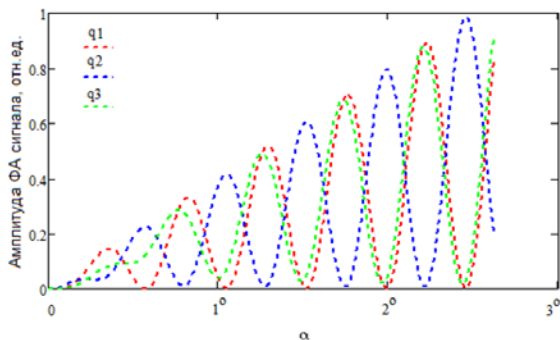


Рисунок 2.2 – Зависимость амплитуды ФА сигнала от угла конусности БСП для разных мод: $m_1 = 0$; $m_2 = 1$; $m_3 = 2$

Изменение угла конусности α для различных поляризационных мод БСП оказывают значительное влияние на значение амплитудного сигнала, как следует из рисунка 2.2. Для малых углов конусности, примерно, до $0,5^\circ$, наблюдается смещение максимумов осцилляций ФА сигнала для различных мод БСП, что связано с процессом термической инерционности фотоакустического преобразования типа свет-тепло-звук. В дальнейшем с увеличением угла конусности амплитуда ФА сигнала возрастает, при этом осцилляции для нулевой и более высоких мод происходят в противофазе.

Изменение амплитуды фотоакустического сигнала в зависимости от мнимой части $\varepsilon_1'' = \text{Im } \varepsilon_1$, при различных x , имеет нелинейный характер (рисунок 2.3) в отличие от диссипационной зависимости $Q^{TE} = f(\varepsilon_1'')$.

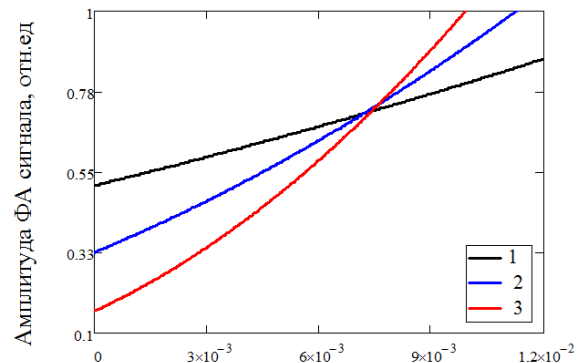


Рисунок 2.3 – Зависимость амплитуды фотоакустического сигнала от ε_1''

Точка пересечения графиков для разных x соответствует тому значению ε_1'' , для которого величина результирующего фотоакустического сигнала q является постоянной. Таким образом, экспериментальное измерение амплитуды фотоакустического сигнала для различных образцов позволяет определить на основании функциональной зависимости $q = f(\varepsilon_1'')$ параметр мнимой части диэлектрической проницаемости ε_1'' , отвечающий за поглощающую способность сверхрешетки. Влияние дихроичных параметров сверхрешетки γ_1'' и γ_2'' на процесс фотоакустического преобразования существенно ниже ε'' , что объясняется малостью величины $\gamma'' \approx 10^{-5} - 10^{-6}$. Тем не менее, метод лазерной фотоакустической спектроскопии позволяет экспериментально определить циркулярный дихроизм оптически активных комплексных соединений и кристаллов (см., например, [26]–[27]).

Заключение

В работе исследовано фотоакустическое преобразование в низкоразмерных структурах, таких как естественно-гиротропные сверхрешетки для случая регистрации результирующего сигнала методом газомикрофонной ячейки

На основе проведенного анализа выявлена возможность управления термооптической генерацией звука, возбуждаемого световыми пучками с бесселевым профилем распределения интенсивности. Управление амплитудой фотоакустического сигнала и распределением интенсивности термоупругих полей в гиротропных сверхрешетках достигается путем формирования требуемых поляризационных ТЕ- и ТН-мод квази-бездефракционного излучения, за счет использования аксиконов с регулируемым углом конусности или реализации оптических схем с перестраиваемой конусностью бесселевых световых пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев, А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А.И. Гусев. – М. : Физматлит, 2005. – 416 с.
 2. Шик, А.Я. Физика низкоразмерных систем / А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков. – СПб. : Наука, 2001. – 160 с.
 3. Демиховский, В.Я. Физика квантовых низкоразмерных структур / В.Я. Демиховский. – М. : Логос, 2000 – 248 с.
 4. Широков, В.Б. Оптические свойства сверхрешетки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/(\text{Bi}_{0.92}, \text{Nd}_{0.02})\text{FeO}_3$ / В.Б. Широков, Ю.И. Головкин, В.М. Мухоморов, Ю.В. Ревинский // ЖТФ. – 2014. – Т. 84, вып. 4. – С. 104–108.
 5. Елисеева, С.В. Дефектные моды и магнитооптическая активность одномерного фотонного кристалла / С.В. Елисеева, Д.И. Семенов // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139, № 2. – С.235–240.
 6. Макаров, Д.Г. Многослойные структуры с управляемыми магнитным полем оптическими характеристиками / Д.Г. Макаров, В.В. Данилов, В.Ф. Коваленко // Опт. и спектр. – 2004. – Т. 97, № 4. – С. 624–628.
 7. Малышев, К.В. Терагерцовый лазер на квазипериодических AlGaAs -сверхрешетках / К.В. Малышев // Квант. электр. – 2013. – Т. 43, № 6. – С. 503–508.
 8. Пентин, И.В. Полупроводниковая сверхрешетка – твердотельный терагерцовый гетеродинамический источник для электронно-разогреваемого NbN -смесителя / И.В. Пентин, А.В. Смирнов, С.А. Рябчун, Р.В. Ожегов, Г.Н. Гольдман, В.Л. Вакс, С.И. Приползин, Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, вып. 7. – С. 75–78.
 9. Семченко, И.В. Гиротропные свойства сверхрешеток в длинноволновом приближении / И.В. Семченко // Кристаллография. – 1990. – Т. 35, № 5. – С. 1047–1050.
 10. Гайшун, В.Е. Гиротропные свойства сверхрешеток с магнитной структурой в длинноволновом приближении / В.Е. Гайшун, И.В. Семченко, А.Н. Сердюков // Кристаллография. – 1993. – Т. 38, № 3. – С. 24–27.
 11. Румянцев, В.В. Оптическая активность неидеальных 1D-сверхрешеток с вакансиями в примесных слоях / В.В. Румянцев, С.А. Федоров, М.В. Проскурено // ЖТФ. – 2014. – Т. 84, вып. 10. – С. 79–82.
 12. Rosenwaig, A. Photoacoustic and photoacoustics spectroscopy / A. Rosenwaig. – N.-Y. – 1980. – 309 p.
 13. Mityurich, G.S. Modern photoacoustic spectroscopy problems. Theory and experiment. / G.S. Mityurich, J. Motylewski, J. Rahachowski // IFPT Polish Academy of Science, Warszawa. – 1993. – № 41. – 164 p.
 14. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров // Минск : Наука и техника. – 1976. – 456 с.
 15. Durnin, J. Exact solution for nondiffracting beams / J. Durnin // JOSA. – 1987. – Vol. 4, № 4. – P. 651–654.
 16. Белый, В.Н. Преобразования частоты бesselевых световых пучков нелинейными кристаллами / В.Н. Белый, Н.С. Казак, Н.А. Хило // Квант. электр. – 2000. – Т. 30, № 9. – С. 753–766.
 17. Пятницкий, Л.Н. Волновые бesselевы пучки / Л.Н. Пятницкий // М. : Физматлит. – 2012. – 407 с.
 18. Митюрин, Г.С. Термооптическое возбуждение звука бesselевыми световыми пучками в кристаллических средах с внутренними напряжениями / Г.С. Митюрин, А.Н. Сердюков // Кристаллография. – 2011. – Т. 56, № 3. – С. 392–397.
 19. Vaicaitis, V. Formation of Bessel beams with continuously variable cone angle / V. Vaicaitis, S. Paulikas // Optical and Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 35. – P. 1065–1071.
 20. Klewitz, S. Bessel-beam-pumped tunable distributed feedback laser / S. Klewitz, F. Brinkmann, S. Herminghaus, P. Leiderer // Appl. Opt. – 1995. – Vol. 34. – P. 7670–7673.
 21. Borghi, R. Axial intensity of aperture Bessel beams / R. Borghi, M. Santarsiero // J. Opt. Soc. Am. A. – 1997. – Vol. 14, № 1. – P. 23–26.
 22. Dubietis, A. Axial emission and spectral broadening in self-focusing of femtosecond Bessel beams / A. Dubietis, P. Polesana, G. Valiulis, A. Stabinis, P. Di Trapani, A. Piskarskas // Opt. Expr. – 2007. – Vol. 15, № 7. – P. 4168–4175.
 23. Akturk, S. Generation of high quality tunable Bessel beams using a liquid-immersion axicon // Opt. Comm. – 2009. – Vol. 282, № 16. – P. 3206–3209.
 24. Kazak, N.S. A controlled conical lens for the formation of Bessel light beams / N.S. Kazak, M. Krening, A.G. Mashchenko, P.I. Ropot // Opt. Spectr. – 2007. – Vol. 103, № 5. – P. 826–830.
 25. Солоневич, С.В. Перестраиваемые кольцевые световые поля и их возможности для лазерной обработки материалов / С.В. Солоневич, А.А. Рыжович, Н.С. Казак, М.К. Аль-Муханна, С.Х. Аль-Ховайтер, Т.С.М. Аль-Сауд // Материалы 9-ой международной конф. «Взаимодействие излучения с твердым телом», 20–22 сентября, Минск. – 2011. – С. 451–452.
 26. Fournier, D. Dichroism measurements in photoacoustic spectroscopy / D. Fournier, A.C. Boccara, J. Badoz // Appl. Phys. Lett. – 1978. – Vol. 32, № 10. – P. 640–642.
 27. Tran, C.D. Ultrasensitive thermal lens-circular dichroism spectropolarimeter for small volume sample / C.D. Tran, M. Xu // Rev. Sci. Instrum. – 1989. – Vol. 60, № 10. – P. 3207–3211.
- Работа выполнена при финансовой поддержке
Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (Грант №Ф14–047).
- Поступила в редакцию 06.09.14.